

P4-2025-46

П. Н. Усманов^{1,*}, И. Н. Изосимов²,
Э. К. Юсупов¹, М. Ж. Коржавов³

АНАЛИЗ ВЕРОЯТНОСТЕЙ
E2-ПЕРЕХОДОВ И ЭНЕРГИЙ СОСТОЯНИЙ
ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ ЧЕТНОСТИ^{182, 184}W

Направлено в журнал «Известия РАН. Серия физическая»

¹ Наманганский государственный технический университет,
160103, Наманган, Узбекистан

² Объединенный институт ядерных исследований,
141980, Дубна, Россия

³ Каршинский государственный технический университет,
180100, Карши, Узбекистан

* E-mail: usmanov1956.56@mail.ru

Анализ вероятностей $E2$ -переходов и энергий состояний положительной четности $^{182, 184}\text{W}$

Исследованы вероятности $E2$ -гамма-переходов и энергии для состояний положительной четности ядер $^{182, 184}\text{W}$. Определены спектр энергии, структура состояний основной, β - и γ -вибрационных полос, вероятности внутриполосных и межполосных $E2$ -переходов, а также отношения вероятностей $E2$ -переходов из уровней γ -вибрационной полосы. Продемонстрирована возможность исследования эффектов смешивания с использованием одинаковых инерционных параметров для всех смешивающихся адиабатических полос, что невозможно сделать без учета кориолисова взаимодействия. Анализ данных показал, что неадиабатичность, проявляющаяся в спектре энергии и электромагнитных характеристиках, связана с сильным смешиванием уровней β - и γ -полос из-за близости их головных уровней. Расчетные значения энергии, вероятностей $E2$ -переходов и их отношений хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2025

Analysis of the Probabilities of $E2$ Transitions and Energies for States of Positive Parity of $^{182, 184}\text{W}$ Isotopes

The probabilities of $E2$ gamma transitions and energies for states of positive nuclear parity are investigated. The energy spectrum, the structure of the states of the main, β - and γ -vibrational bands, the probabilities of in-band and interband $E2$ transitions, as well as the ratios of the probabilities of $E2$ transitions from the levels of the γ -vibrational band are calculated. The possibility of studying mixing effects using the same inertial parameters for all mixing adiabatic bands is demonstrated, which cannot be done without taking into account the Coriolis interaction. The analysis showed that the nonadiabatic behaviour manifested in the energy spectrum and electromagnetic characteristics is associated with a strong mixing of β - and γ -bands levels due to the closeness of their head levels. The calculated values of energy, $E2$ transition probabilities, and their ratios are in good agreement with experimental data.

The investigation has been performed at the Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2025

ВВЕДЕНИЕ

Изотоп ^{182}W был всесторонне исследован в процессах распада ^{182}Ta , двух изомеров ^{182}Re и в ядерных реакциях [1, 2]. Его энергетические уровни известны до 2,7 МэВ. Удивительно, что эти уровни сгруппированы в небольшое число ротационных полос. Причина этого явления кроется в двух ключевых особенностях.

Во-первых, известно, что уровни полос с $K_i^\pi = 0_2^+, 2^+$ и $2_1^-, 4_1^-$ расположены близко друг к другу. Волновые функции состояний с одинаковыми спинами I^π сильно смешаны, что приводит к их разрядке, не соответствующей предсказаниям ротационной модели. Это явление неоднократно обсуждалось в научной литературе. Во-вторых, в изотопе ^{182}W обнаружено множество близких уровней с $I = 4-6$. Их трудно классифицировать по ротационным полосам.

Известные ротационные полосы были идентифицированы в работе [2]. Коллективные уровни с $K^\pi = 0^+, 2^+$ и 2^- близки к значениям, рассчитанным по сверхтекучей модели. Наиболее полные данные по этому ядру представлены в работах [1, 3]. Получены сведения об уровнях ротационных полос с $K^\pi = 0_1^+$ до $I = 20\hbar$, $K^\pi = 0_2^+$ до $I = 4\hbar$, $K^\pi = 2^+$ до $I = 8\hbar$ и нескольких состояний с $K^\pi = 1_\nu^+$ [3].

Возбужденные уровни формируются в процессе распада ^{184}Ta (5^- , $T_{1/2} = 8,7$ ч), двух изомеров ^{184}Re (5^- , $T_{1/2} = 38$ сут и 8^+ , $T_{1/2} = 169$ сут), а также в результате множества ядерных реакций [2, 4]. Идентифицировано более десяти ротационных полос. Четыре из них имеют квантовые характеристики $K^\pi = 0^+$, в то время как сверхтекучая модель предсказывает существование только трех полос с энергией менее 2,5 МэВ [2]. Обнаружены две низкоэнергетические полосы с $K^\pi = 2^+$. Наиболее полные данные по этому ядру представлены в работах [3, 4], в которых приведены результаты изучения уровней ротационных полос с $K^\pi = 0_1^+$ до $I = 24\hbar$, $K^\pi = 0_2^+$ до $I = 8\hbar$, $K^\pi = 2_1^+$ до $I = 10\hbar$, $K^\pi = 2_2^+$ до $I = 8\hbar$ и нескольких состояний с $K^\pi = 1_\nu^+$ [3].

В работе [6] исследовалась квадрупольная коллективность в изотопах $^{182, 184}\text{W}$ с помощью метода кулоновского возбуждения снарядами ^{58}Ni и ^{136}Xe . Был проведен эксперимент, в ходе которого определен полный набор электромагнитных матричных элементов для низколежащих состояний. В отдельном эксперименте с использованием метода отдачи после кулоновского возбуждения снарядами ^{58}Ni с энергией 245 МэВ были изме-

рены времена жизни пяти и восьми уровней ^{182}W и ^{184}W соответственно. Эти результаты хорошо согласуются с данными по выходу кулоновского возбуждения. Обсуждаются корреляции извлеченных $E2$ -матричных элементов в рамках различных коллективных моделей.

Экспериментальные данные по энергиям и вероятностям межполосных электрических переходов для изотопов $^{182,184}\text{W}$ указывают на отклонения от правила Алаги [5, 6]. Это подтверждается отношениями вероятностей переходов.

Б. Чориевым и др. в работах [7, 8] в рамках теории возмущения с учетом прямого смешивания состояний ($\Delta K = 0$ и 2) основной-бета, основной-гамма и бета-гамма полос был проведен теоретический анализ нелинейности графиков Михайлова для межполосных переходов. Полученные результаты по спектральным и электромагнитным свойствам ядер вольфрама показали, что график Михайлова для переходов $\gamma \rightarrow g$ в ядре ^{182}W имеет явно нелинейный характер. Было показано, что аномалия для межполосных $E2$ -переходов обусловлена сильным смешиванием близколежащих β - и γ -вибрационных состояний и/или различием внутренних квадрупольных моментов полос.

В работе [3] на ядрах $^{182,184,186}\text{W}$ были проведены исследования, включающие методы ядерной резонансной флуоресценции. В диапазоне энергии от 2 до 4 МэВ было выявлено несколько новых состояний с определенным спином: $I = 1$. Установлены четности π этих состояний и вероятности переходов из них в основное состояние. Уровни $I = 1$ с положительными четностями ($\pi = +$) характеризуются сильными вероятностями $M1$ -переходов в основное состояние.

В работах [9–12] на основе фундаментальных исследований разработана феноменологическая модель, учитывающая кориолисово смешивание состояний ($\Delta K = 1$) основной (0_1^+), $\beta(0_2^+)$, $\gamma(0_3^+)$ -вибрационной и $K^\pi = 1_1^+$ полос. Показано, что эффект смешивания сильно проявляется на энергиях состояний β - и γ -полос и приводит к существенным отклонениям от адиабатической теории межполосных переходов с уровней β - и γ -полос.

В данной работе в рамках феноменологической модели [9–12] исследованы энергетические и электрические характеристики состояний положительной четности ядер $^{182,184}\text{W}$. При этом учитывалось кориолисово смешивание состояний низколежащих ротационных полос с полосами, имеющими квантовую характеристику $K^\pi = 1^+$. В расчетах применялись точные численные методы диагонализации матричного гамильтониана. Полученные значения энергии для основной, β - и γ -полос сопоставляются с экспериментальными данными, что позволяет получить информацию о структуре исследуемых состояний.

С использованием волновых функций, полученных при описании энергии, вычисляются вероятности внутриволосных и межполосных $E2$ -переходов и отношения вероятностей $E2$ -переходов из уровней γ -вибрационной полосы. Вычисленные значения вероятностей $E2$ -переходов и их отношения сравниваются с имеющимися экспериментальными данными. Обсуждаются неадиабатичности, проявляемые в вероятностях и их отношениях.

В частности, изучается влияние уровней полос с $K^\pi = 1^+$ на спектроскопические характеристики низколежащих состояний.

ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Изложим основные положения используемой нами модели [9, 10]. В рамках этой модели смешивание полос происходит исключительно воздействием сил Кориолиса. Следовательно, гамильтониан модели можно представить следующим образом:

$$H = H_{\text{rot}} + H_{KK'},$$

$$H_{K,K'} = \omega_K \delta_{K,K'} - \omega_{\text{rot}}(I) \langle K | \hat{j}_x | K' \rangle \chi(I, K) \delta_{K,K' \pm 1}, \quad (1)$$

где $\omega_{\text{rot}}(I) = dE_{\text{rot}}(I)/dI$ — угловая частота вращения остова; $\langle K | \hat{j}_x | K' \rangle$ — матричный элемент кориолисова взаимодействия между состояниями ротационных полос с K и K' . Коэффициенты $\chi(I, K)$ задаются следующими соотношениями:

$$\chi(I, 0) = 1, \quad \chi(I, 1) = \left[1 - \frac{2}{I(I+1)} \right]^{1/2}.$$

Модельный гамильтониан выбран с учетом смешивания состояний основной, β -, γ - и $K^\pi = 1^+$ полос [9, 10]. При этом волновые функции вращательных состояний имеют вид

$$\Psi_K^{IM} = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \left\{ \sqrt{2} \psi_{0,K}^I D_{M,0}^I(\theta) + \sum_{K'} \frac{\psi_{K',K}^I}{\sqrt{1+\delta_{K',0}}} \left[D_{M,K'}^I(\theta) b_{K'}^+ + (-1)^{I+K'} D_{M,-K'}^I(\theta) b_{-K'}^+ \right] \right\} |0\rangle. \quad (2)$$

Здесь $D_{M,K'}^I(\theta)$ — обобщенные сферические функции; $|0\rangle$ — вакуум для оператора b_K^+ , другими словами, основное состояние ядра во внутренней системе; $\psi_{K',K}^I$ — амплитуды смешивания состояний разных полос с одним и тем же угловым моментом I из-за взаимодействия Кориолиса.

Энергия $\varepsilon_K(I)$ и амплитуды смешивания $\psi_{K',K}^I$ находятся диагонализацией гамильтониана (1):

$$H_{K,K'} \psi_{K',K}^I = \varepsilon_K(I) \psi_{K',K}^I, \quad (3)$$

где $\varepsilon_K(I)$ — энергия внутреннего возбуждения ядра после учета взаимодействия полос.

При этом полная энергия состояния определяется следующим образом:

$$E_K(I) = \varepsilon_K(I) + E_{\text{rot}}(I). \quad (4)$$

Энергия вращения остова $E_{\text{rot}}(I)$ вычисляется с помощью двухпараметрической формулы Харриса [9]:

$$E_{\text{rot}}(I) = \frac{1}{2}\mathfrak{S}_0\omega_{\text{rot}}^2(I) + \frac{3}{4}\mathfrak{S}_1\omega_{\text{rot}}^4(I). \quad (5)$$

Угловая частота вращения остова $\omega_{\text{rot}}(I)$ определяется по следующей формуле [9]:

$$\omega_{\text{rot}}(I) = \left\{ \frac{\tilde{I}}{2\mathfrak{S}_1} + \left[\left(\frac{\mathfrak{S}_0}{3\mathfrak{S}_1} \right)^3 + \left(\frac{\tilde{I}}{2\mathfrak{S}_1} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}^{1/3} + \left\{ \frac{\tilde{I}}{2\mathfrak{S}_1} - \left[\left(\frac{\mathfrak{S}_0}{3\mathfrak{S}_1} \right)^3 + \left(\frac{\tilde{I}}{2\mathfrak{S}_1} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}^{1/3}, \quad (6)$$

где $\tilde{I} = \sqrt{I(I+1)}$, \mathfrak{S}_0 и \mathfrak{S}_1 — инерционные параметры остова.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ КВАДРУПОЛЬНЫЕ γ -ПЕРЕХОДЫ

Выражение для приведенной вероятности $E2$ -переходов из состояний I_i полосы с K_i в состояния I_f полосы с K_f имеет следующий вид:

$$B(E2; I_i K_i \rightarrow I_f K_f) = \frac{1}{2I_i + 1} |(I_f K_f \| \hat{m}(E2) \| I_i K_i)|^2. \quad (7)$$

Компоненты электрического квадрупольного тензора в лабораторной системе связаны с компонентами во внутренней системе стандартным преобразованием

$$\hat{m}(E2; \mu) = \sqrt{\frac{5}{16\pi}} e Q_0 D_{\mu,0}^2(\theta) + \sum_{\nu} \hat{m}'(E2; \nu) D_{\mu,0}^2(\theta), \quad (8)$$

где

$$\hat{m}(E2; \nu) = \hat{m}(b_{\nu}^+ + (-1)^{\nu} b_{-\nu}). \quad (9)$$

Здесь $\hat{m}'(E2; \nu)$ определен в системе, связанной с ядром, Q_0 — внутренний квадрупольный момент ядра.

Матричный элемент от оператора квадрупольного электрического перехода $\hat{m}(E2)$ в (7) определяется следующей формулой:

$$\begin{aligned} \langle I_f K_f \| \hat{m}(E2) \| I_i K_i \rangle &= (2I_i + 1)^{1/2} \times \\ &\times \left\{ \sqrt{\frac{5}{16\pi}} \left[(Q_0^{\text{gr}} \psi_{0_1, K_f}^{I_f} \psi_{0_1, K_i}^{I_i} + Q_0^{\beta} \psi_{0_2, K_f}^{I_f} \Psi_{0_2, K_i}^{I_i}) C_{I_i 0; 20}^{I_f, 0} + \right. \right. \\ &\left. \left. + Q_0^{\gamma} \psi_{2, K_f}^{I_f} \psi_{2, K_i}^{I_i} C_{I_i 2; 20}^{I_f, 2} + Q_0^{1+} \sum_{i=1}^{\nu} \psi_{1_i, K_f}^{I_f} \psi_{1_i, K_i}^{I_i} C_{I_i 1; 20}^{I_f, 1} \right] + \right\} \end{aligned}$$

$$+ \sqrt{2} \left[\psi_{0_1 K_f}^{I_f} \sum_n \frac{(-1)^{K_n} m_{K_n} \psi_{K_n K_i}^{I_i}}{\sqrt{1 + \delta_{K_n, 0}}} C_{I_i K_n; 2 - K_n}^{I_f 0} + \psi_{0_1 K_i}^{I_i} \sum_n \frac{m_{K_n} \psi_{K_n K_f}^{I_f}}{\sqrt{1 + \delta_{K_n, 0}}} C_{I_i 0; 2 K_n}^{I_f K_n} \right]. \quad (10)$$

Величины $m_{K_n} = \langle 0_1 | \hat{m}(E2) | K_n \rangle$ в (10) — это матричные элементы между внутренними волновыми функциями основной ($K_\nu^\pi = 0_1^+$) полосы и прочих полос, которые включены в базис гамильтониана (1); Q_0^K — внутренние квадрупольные моменты ротационных гр-, β -, γ - и $K^\pi = 1^+$ полос; $C_{I_i K_i; 2 K_i + K_f}^{I_f K_f}$ — коэффициенты Клебша–Гордана.

В адиабатическом приближении для приведенной вероятности $E2$ -переходов из I_i состояний β - и γ -вибрационных полос на уровни I_f основной полосы можно записать следующие выражения:

$$B^{\text{rot}}(E2; I_i \beta \rightarrow I_f \text{ gr}) = \left| m_\beta C_{I_i 0; 2 0}^{I_f 0} \right|^2, \quad (11)$$

$$B^{\text{rot}}(E2; I_i \gamma \rightarrow I_f \text{ gr}) = 2 \left| m_\gamma C_{I_i 2; 2 - 2}^{I_f 0} \right|^2. \quad (12)$$

Эти уравнения позволяют вычислить значения параметров m_β и m_γ из экспериментальных данных. Однако если β - и γ -полосы расположены близко друг к другу, то они сильно смешиваются, даже при $I = 2\hbar$, и адиабатическое приближение (11) и (12) становится непригодным (например, в ядрах ^{232}Th [9] и ^{182}W [1, 4]).

ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ

Расчеты проводились для ядер $^{182, 184}\text{W}$. Инерционные параметры остова \mathfrak{Z}_0 и \mathfrak{Z}_1 определялись по формуле (5) с использованием экспериментальных данных по энергии основной полосы до спина $I \leq 8\hbar$. В базисные состояния модельного гамильтониана были включены основная, β - и γ -полосы, а также 9 и 16 экспериментально известных $K^\pi = 1_\nu^+$ состояний $^{182, 184}\text{W}$ соответственно [3].

Параметры модели при описании энергетического спектра определялись следующим образом:

1) параметры головных энергий основной, β -вибрационной и $K^\pi = 1_\nu^+$ полос $-\omega_{0_1}$, ω_{0_2} и ω_{1_ν} не подвержены влиянию кориолисовых сил, поэтому их значения были взяты из экспериментальных данных [1, 4];

2) состояния с нечетными спинами присутствуют только в γ -вибрационной и $K^\pi = 1_\nu^+$ полосах. Это позволяет, используя теорию возмущений, вычислить поправки для энергии состояний с нечетными спинами γ -полосы. Энергия $\varepsilon_\gamma(I)$ состояний γ -полосы с нечетными спинами с учетом возмущений второго и четвертого порядков выражается следующей формулой:

$$\varepsilon_\gamma(I) = \omega_2 + \omega_{\text{rot}}^2(I) |\langle 1_\nu | j_x | \gamma \rangle|^2 S + \omega_{\text{rot}}^4(I) |\langle 1_\nu | j_x | \gamma \rangle|^4 S^4, \quad (13)$$

где

$$S = \sum_{\nu} \frac{1}{(\omega_2 - \omega_{1\nu})}.$$

Следует отметить, что поправки первого и третьего порядков в рамках данной модели равны нулю. Эта формула позволяет определить численные значения параметров ω_2 и $\langle 1_{\nu} | j_x | \gamma \rangle$ с использованием экспериментальных данных для энергии состояний с нечетными спинами γ -полосы. Эти параметры определяются методом наименьших квадратов, чтобы обеспечить хорошее согласование между теоретическими и экспериментальными значениями энергий.

Значения параметров модели, использованные в расчетах энергии, приведены в табл. 1.

Таблица 1. Значения параметров модели, использованные в расчетах энергии

A	$\mathfrak{S}_0,$ $\hbar^2/\text{МэВ}$	$\mathfrak{S}_1,$ $\hbar^4/\text{МэВ}^3$	$\omega_2, \text{МэВ}$	$(j_x)_{0,1\nu}$	$(j_x)_{0,2,1\nu}$	$(j_x)_{2,1\nu}$
182	29,831	47,490	1,145	0,299	0,5	0,9
184	26,808	48,134	0,804	0,132	0,255	0,830

Примечание. \mathfrak{S}_0 и \mathfrak{S}_1 — инерционные параметры вращающегося остова; ω_2 — головная энергия γ -полосы; $(\hat{j}_x)_{K,1\nu} = \langle K | \hat{j}_x | 1\nu \rangle$ — матричный элемент кориолисова взаимодействия.

На рис. 1 и 2 представлены в сравнении экспериментальные и теоретические значения энергии для $^{182,184}\text{W}$, рассчитанные с использованием описанной модели. Результаты анализа показывают, что при низких значениях спина наблюдается хорошее соответствие между экспериментальными и теоретическими данными, однако разница между ними увеличивается с ростом спина. Это расхождение указывает на необходимость учета дополнительных факторов при исследовании свойств высокоспиновых состояний. Например, при больших угловых моментах может потребоваться принять во внимание влияние вращательного движения ядра на внутреннюю энергию.

Для данных ядер в γ -полосе для состояний с нечетными спинами $I \geq 7\hbar$ отсутствуют экспериментальные данные по энергии. Наши расчеты для энергии этих состояний дают следующие результаты:

— для изотопа ^{182}W : $E_{\gamma}(7) = 1,990 \text{ МэВ}$, $E_{\gamma}(9) = 2,479 \text{ МэВ}$ и $E_{\gamma}(11) = 3,064 \text{ МэВ}$;

— для изотопа ^{184}W : $E_{\gamma}(7) = 1,687 \text{ МэВ}$, $E_{\gamma}(9) = 2,198 \text{ МэВ}$, $E_{\gamma}(11) = 2,808 \text{ МэВ}$ и $E_{\gamma}(13) = 3,510 \text{ МэВ}$.

Для β -полосы экспериментально получены уровни до спина $I = 4\hbar$. Наши расчеты для энергии состояний с $I = 6$ и 8 дают следующие значения:

— для изотопа ^{182}W : $E_{\beta}(6) = 1,836 \text{ МэВ}$, $E_{\beta}(8) = 2,298 \text{ МэВ}$;

— для изотопа ^{184}W : $E_{\beta}(6) = 1,739 \text{ МэВ}$, $E_{\beta}(8) = 2,238 \text{ МэВ}$.

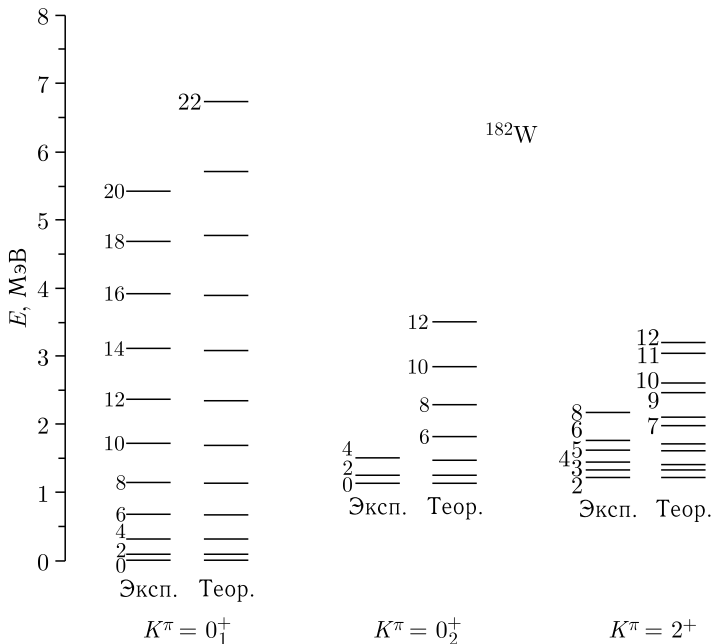


Рис. 1. Экспериментальные и теоретические значения энергии уровней низколежащих полос ядра ^{182}W

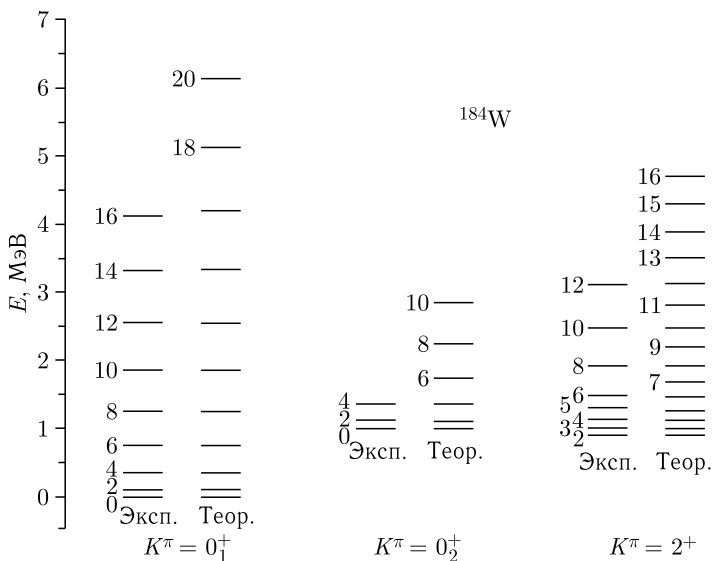


Рис. 2. Экспериментальные и теоретические значения энергии уровней низколежащих полос ядра ^{184}W

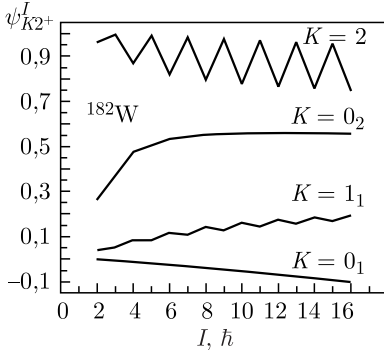


Рис. 3. Структура волновых функций γ -полосы ψ_{K2+}^I как функция углового момента I для ^{182}W

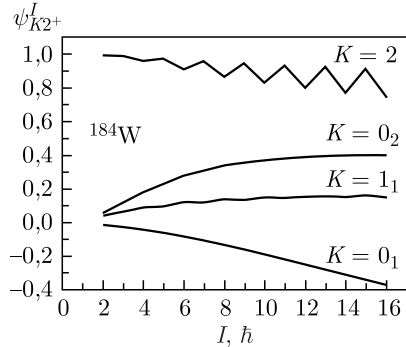


Рис. 4. То же самое, что и на рис. 3, но для ^{184}W

Данные о структуре состояний γ -вибрационной полосы для $^{182,184}\text{W}$ представлены на рис. 3 и 4 соответственно. Базис гамильтониана включает в себя 9 полос с $K^\pi = 1_\nu^+$ для ^{182}W и 16 — для ^{184}W . Однако на этих рисунках представлен один компонент — $K^\pi = 1_1^+$. Компоненты $\psi_{1_\nu K}^I$ для других $K^\pi = 1_\nu^+$ полос можно определить по следующей формуле:

$$\psi_{1_\nu K}^I = \psi_{1_1 K}^I \frac{\omega_{1_1} - \omega_K}{\omega_{1_\nu} - \omega_K}. \quad (14)$$

Как видно из рис. 3 и 4, в ядрах $^{182,184}\text{W}$ наиболее значительные смешивания наблюдаются для состояний β - и γ -полос, что связано с близким расположением этих полос в данных ядрах. Отмеченный факт должен заметно проявляться в неадиабатичности электромагнитных характеристик уровней этих полос. Данные о структуре состояний β -полосы, рассчитанные в рамках этой модели, приведены в работе [13].

С помощью волновых функций, полученных при решении уравнения Шредингера (3), были рассчитаны приведенные вероятности внутривибрационных $E2$ -переходов, а также вероятности переходов из состояний β - и γ -полос на уровни основной полосы. В процессе вычислений вероятностей $E2$ -переходов параметры определялись следующим образом:

1) матричные элементы m_β и m_γ определялись по адиабатическим формулам (11) и (12) соответственно. Для этого использовались экспериментальные данные о $B(E2)$ -переходах из состояний $I = 2\hbar$ β - и γ -полос на головной уровень $I = 0\hbar$ основной полосы;

2) матричные элементы m_{1_ν} определялись для наилучшего соответствия экспериментальных и теоретических данных о приведенных вероятностях $E2$ -переходов из состояний β - и γ -полос на уровни основной полосы;

3) внутренние квадрупольные моменты Q_0 были взяты из эксперимента [1, 4]. Мы предположили, что все полосы имеют одинаковые значения Q_0 , т. е. $Q_0 = Q_0^{\text{gr}} = Q_0^\beta = Q_0^\gamma = Q_0^{1_\nu^+}$. Отметим, что в случае ^{184}W для

внутриполосных переходов $B(E2; I_\gamma \rightarrow (I-2)_\gamma)$ хорошее согласие с экспериментом достигается при значении $Q_0^\gamma = 7$ б.

Значения использованных параметров при расчетах $E2$ -переходов приведены в табл. 2.

В табл. 3 сопоставлены экспериментальные [6] и теоретические данные $B(E2)$ для переходов из состояний γ -полосы в уровни основной полосы, а также внутриполосных переходов в γ -полосе для изотопов $^{182,184}\text{W}$. Примечательно, что использование одного набора параметров Q_0 и m_K (см. табл. 2) для расчета вероятностей $E2$ -переходов обеспечивает хорошее

Таблица 2. Значения использованных параметров при расчетах $E2$ -переходов (параметры даны в единицах $e \cdot \text{фм}^2$)

A	Q_0	m_β	m_γ	$m_{1\nu}$
^{182}W	615	7	28	-10
^{184}W	599	7,1	27	-6

Таблица 3. Приведенные вероятности $E2$ -переходов из состояний γ -полосы ядер $^{182,184}\text{W}$

$I_i K_i$	$I_f K_f$	$B(E2; I_i K_i \rightarrow I_f K_f), e^2 \cdot \text{фм}^4$			
		^{182}W		^{184}W	
		Эксп. [6]	Теор.	Эксп. [6]	Теор.
22^+	00_1^+	210_{-5}^{+5}	269	256_{-10}^{+10}	242
22^+	20_1^+	403_{-16}^{+29}	418	488_{-35}^{+20}	461
22^+	40_1^+	$2,2_{-4}^{+6}$	59	32_{-3}^{+3}	49
42^+	20_1^+	162_{-21}^{+10}	101	88_{-4}^{+4}	91
42^+	40_1^+	600_{-40}^{+42}	392	517_{-75}^{+22}	537
42^+	60_1^+	235_{-48}^{+165}	144	69_{-21}^{+31}	115
42^+	22^+	5725_{-249}^{+1219}	4864	6136_{-258}^{+976}	5827
62^+	40_1^+	172_{-21}^{+7}	51	$70,4_{-4}^{+3}$	46
62^+	60_1^+	897_{-65}^{+34}	353	651_{-31}^{+32}	322
62^+	80_1^+	192_{-123}^{+85}	198	156_{-27}^{+130}	172
62^+	42^+	8581_{-356}^{+1723}	9480	11108_{-634}^{+472}	11461
82^+	60_1^+	181_{-12}^{+14}	28	39_{-7}^{+4}	24
82^+	80_1^+	1341_{-172}^{+146}	329	686_{-155}^{+52}	495
82^+	100_1^+	153_{-104}^{+119}	238	141_{-69}^{+72}	216
82^+	62^+	11080_{-2451}^{+464}	11076	13723_{-562}^{+865}	13780
102^+	82^+	11715_{-2580}^{+964}	11808	13989_{-2415}^{+678}	14933
122^+	102^+	—	12201	15031_{+1302}^{-5388}	15575

соответствие теоретических предсказаний с экспериментальными результатами (см. табл. 3).

Степень неадиабатичности в электрических характеристиках определяется сравнением отношений вероятностей $E2$ -переходов $R_{IK} = B(E2; I_i K_i \rightarrow I_f 0_1) / B(E2; I_i K_i \rightarrow I'_f 0_1)$ с их адиабатическими значениями согласно правилу Алаги. Такое сравнение видно из табл. 4, где

Таблица 4. Отношения приведенных вероятностей $E2$ -переходов из состояний γ -полосы для ядер $^{182, 184}\text{W}$

$I_i 2^+$	$I_f 0_1^+$	$I'_f 0_1^+$	$R_{IK} = B(E2; I_i 2^+ \rightarrow I_f 0_1^+) / B(E2; I_i 2^+ \rightarrow I'_f 0_1^+)$				Правило Алаги
			^{182}W		^{184}W		
			Эксп.	Теор.	Эксп.	Теор.	
22^+	20_1^+	00_1^+	1,96(12) [14] 1,92(4) [15] 1,90(6) [16] 1,92(15) [6]	1,55	1,85(13) [14] 1,83(6) [15] 1,79(5) [16] 1,89(7) [18] 1,87(8) [19] 1,82(12) [20] 1,81(9) [21] 1,91(10) [6]	1,91	1,43
22^+	40_1^+	20_1^+	0,0047(6) [15] 0,006(2) [6]	0,14	0,053(7) [15] 0,16(30) [16] 0,0617(39) [19] 0,061(4) [20] 0,066(9) [6]	0,11	0,05
32^+	40_1^+	20_1^+	0,493(20) [15]	1,42	0,62(12) [14] 0,641(64) [15] 0,69(6) [18] 0,633(33) [19] 0,630(44) [22] 0,640(27) [20]	0,91	0,40
42^+	40_1^+	20_1^+	4,32(1,41) [17] 3,89(39) [15] 3,70(55) [6]	3,88	5,3(9) [14] 4,81(2) [15] 5,86(69) [18] 5,00(25) [19] 5,1(10) [20] 5,88(89) [6]	5,90	2,94
42^+	60_1^+	40_1^+	0,39(20) [6]	0,37	0,2(1) [23] 0,13(7) [6]	0,21	0,086
52^+	60_1^+	40_1^+	0,68(11) [20]	0,73	3,85(142) [23]	0,35	0,57
62^+	80_1^+	60_1^+ 60_1^+	0,21(11) [6]	0,56	0,24(20) [6]	0,33	0,11
62^+	60_1^+	40_1^+	5,22(74) [6]	6,92	9,30(70) [6]	11,35	3,71
82^+	100_1^+	80_1^+	0,11(9) [6]	0,72	0,21(12) [6]	0,44	0,12
82^+	80_1^+	60_1^+	7,41(111) [6]	11,75	17,6(51) [6]	20,6	4,17

приведены экспериментальные [6, 15–23], расчетные и адиабатические значения отношений вероятностей $E2$ -переходов из состояний полосы с $K^\pi = 2^+$ на уровни основной полосы для изотопов $^{182, 184}\text{W}$. Важно отметить, что в табл. 4 включены новые данные об отношениях переходов

$$R_{IK} = \frac{B(E2; I_i K_i \rightarrow I_f 0_1)}{B(E2; I_i K_i \rightarrow I'_f 0_1)} = \left(\frac{I^\gamma(I_i K_i \rightarrow I_f 0_1)}{I^\gamma(I_i K_i \rightarrow I'_f 0_1)} \right) \left(\frac{E^\gamma(I_i K_i \rightarrow I'_f 0_1)}{E^\gamma(I_i K_i \rightarrow I_f 0_1)} \right)^5 \quad (15)$$

на основе последних экспериментальных данных для интенсивности $I^\gamma(I_i K_i \rightarrow I_f 0_1)$ и энергии $E^\gamma(I_i K_i \rightarrow I_f 0_1)$ γ -переходов [1, 4, 6].

Из табл. 4 видно, что экспериментальные данные для отношений R_{IK} демонстрируют отклонения от адиабатической теории даже при низких значениях спина. Более того, эти отклонения увеличиваются с ростом углового момента. Данная модель с одним набором параметров Q_0 и m_K качественно воспроизводит экспериментальные данные по отношениям R_{IK} для переходов как из четных, так и из нечетных состояний γ -полосы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен анализ вероятностей $E2$ -гамма-переходов для состояний положительной четности ядер $^{182, 184}\text{W}$ в рамках феноменологической модели, в которой рассматривается кориолисово смешивание состояний низколежащих ротационных полос. В рамках теории возмущения с учетом кориолисова взаимодействия ($\Delta K = 1$) состояний γ - и $K^\pi_\nu = 1^\pm_\nu$ полос получена аналитическая формула, позволяющая определить некоторые модельные параметры (ω_2 — головную энергию γ -полосы и $(j_x)_{2,1\nu}$ — матричный элемент кориолисова взаимодействия между γ - и $K^\pi_\nu = 1^\pm_\nu$ полосами) из эксперимента для энергии состояний с нечетными спинами γ -полосы.

Вычислены спектр энергии, структура состояний основной, β - и γ -вибрационных полос, вероятности внутриволосных и межволосных $E2$ -переходов, а также отношения вероятностей $E2$ -переходов из уровней γ -вибрационной полосы. Продемонстрирована возможность исследования эффектов смешивания с использованием одинаковых инерционных параметров для всех смешивающихся адиабатических полос, что невозможно сделать без учета кориолисова взаимодействия.

В ядрах $^{182, 184}\text{W}$ заметно смешивание состояний β - и γ -полос. Однако в изотопе ^{182}W более выражены четно-нечетные расщепления энергии и структурные характеристики состояний в γ -полосе. Это связано с близким расположением β - и γ -полос в данном ядре. Данный факт проявляется в неадиабатичностях электромагнитных характеристик β - и γ -полос.

Расчетные значения энергии, вероятностей $E2$ -переходов и их отношений хорошо согласуются с экспериментом. Экспериментальные данные отношений R_{IK} для переходов как из четных, так и из нечетных состояний γ -полосы можно описать в рамках предлагаемой модели с использованием одного набора параметров: Q_0 и m_K . Анализ данных показал, что

неадиабатичность, проявляющаяся в спектре энергии и электромагнитных характеристиках, связана с сильным смешиванием уровней β - и γ -полос из-за близости их головных уровней.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Balraj S.* // Nucl. Data Sheets. 2015. V. 130. P. 21.
2. *Григорьев Е. П., Соловьев В. Г.* Структура четных деформированных ядер. М.: Наука, 1974.
3. *Herzberg R.-D., Zilges A., von Brentano P. et al.* // Nucl. Phys. 1993. V. 563. P. 445.
4. *Baglin Coral M.* // Nucl. Data Sheets. 2010. V. 111. P. 275.
5. *Kulesa R., Bengtsson R., Bohn H. et al.* // Phys. Lett. B. 1989. V. 218. P. 421.
6. *Wu C. Y., Cline D., Vogt E. G. et al.* // Nucl. Phys. A. 1991. V. 533. P. 359.
7. *Begjanov R. B., Choriev B. Ch., Korjavov M. J., Muminov T. M.* // Nucl. Phys. A. 1994. V. 575. P. 237.
8. *Бегжанов Р. Б., Коржавов М. Ж., Чориев Б. Ч.* // ЯФ. 1993. Т. 56, вып. 5. С. 37.
9. *Usmanov P. N., Mikhailov I. N.* // Phys. Part. Nucl. 1997. V. 28. P. 348.
10. *Usmanov P. N., Vdovin A. I., Yusupov E. K., Salikhbaev U. S.* // Phys. Part. Nucl. Lett. 2019. V. 19. P. 706.
11. *Usmanov P. N., Okhunov A. A., Salikhbaev U. S., Vdovin A. I.* // Phys. Part. Nucl. Lett. 2010. V. 7, No. 3. P. 185.
12. *Usmanov P. N., Vdovin A. I., Yusupov E. K.* // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2020. V. 84, No. 8. P. 968.
13. *Usmanov P. N., Korjavov M. J., Boqiev S. B.* // Sci. Bull. NamSU. 2022. P. 3.
14. *Kukoc A. H., Singh B., King J. D., Taylor H. W.* // Nucl. Phys. A. 1970. V. 143. P. 545.
15. *Gunther C., Kleinheine P., Casten R. F., Elbek B.* // Nucl. Phys. A. 1971. V. 172. P. 273.
16. *Milner W. T., McGowan F. K., Robinson R. L. et al.* // Nucl. Phys. A. 1971. V. 177. P. 1.
17. *Галан П., Галанова Т., Вейс М.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1971. Т. 35. С. 1627.
18. *Yates S. W., Daly P. J., Johnson N. R., Aras N. K.* // Nucl. Phys. A. 1973. V. 204. P. 33.
19. *Cantry M. J., Gunther C., Herzog P., Richter B.* // Nucl. Phys. A. 1973. V. 203. P. 421.
20. *Greenwood R. C., Reich C. W.* // Nucl. Phys. A. 1974. V. 233. P. 66.
21. *O'Brien J. J., Saladin J. X., Baktash C., Alessi J. G.* // Phys. Rev. Lett. 1977. V. 38. P. 324.
22. *Hubel H., Gunther C., Schoeters E. et al.* // Nucl. Phys. A. 1973. V. 210. P. 317.
23. *Johnson N. R.* // Nucl. Phys. A. 1963. V. 129. P. 1737.

Получено 16 сентября 2025 г.

Редактор *Е. В. Григорьева*

Подписано в печать 20.10.2025.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать цифровая.

Усл. печ. л. 0,75. Уч.-изд. л. 0,92. Тираж 110 экз. Заказ № 61189.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/